

弱電離水銀プラズマからの負吸収に基づく異常放射

野 田 勉^{*}・出 原 敏 孝^{*}・石 田 美 雄^{*}

Anomalous Emission ascribed to Negative Absorption in Weakly Ionized Hg-Plasma

Tsutomu NODA, Toshitaka IDEHARA and Yoshio ISHIDA

(Received Apr. 15, 1971)

From weakly ionized plasma in mercury vapor, is observed an anomalous emission whose intensity is larger than thermal emission from the plasma by several ten dB. When the magnetic field is applied, the emissions occur near the electron cyclotron frequency and, in the absence of magnetic field, they are observed in the case where detecting frequency is smaller than or comparable with the collision frequency of electron with neutral particles. It is considered that these emissions are ascribed to negative absorption, because the characters of them are very similar to those of emissions due to negative absorption in Xe, Kr or Ar plasma.

1 序 論

プラズマ中の波動現象は、波動と構成粒子の相互作用を究明する観点から興味深い。弱電離プラズマ中のいわゆる負吸収現象は、電磁波とプラズマ粒子の相互作用の結果、粒子の運動エネルギーが波のエネルギーに変換されて、電磁波が増幅を受ける現象である。

Twiss は、ラジオ星からの強い電磁波の放出を説明しようとして負吸収の概念を提唱した。その負吸収の起る条件は、(a)電子の速度分布関数 $f(v)$ がある速度領域で $\partial f(v)/\partial v > 0$ なる条件、すなわち、電子の速度分布関数が反転している非熱平衡状態を満たさねばならないこと、および(b) $\partial f(v)/\partial v$ が正である。 v のところで励起転移確率が最大にならなければならないことである。そして、これらの条件を満たす主なものは Cerenkov 効果やサイクロトロン放射やシンクロトロン放射が支配的な放射過程のときである、と述べられた。¹⁾

その後、Bekefi らは電子速度が非マックスウェル分布をもつプラズマからのマイクロ波放射を説明するために、放射温度の概念をそのような非平衡プラズマ

に拡張した。²⁾ そして、その放射温度に対応させて吸収係数を計算し、電子の分布がある速度領域で反転しているとき、ある周波数で吸収係数が負になり、放射がプラズマを通るとき減衰されるかわりに増幅される。その結果そのようなプラズマからの放射強度は黒体放射強度よりも桁ちがいに大きい。³⁾

そして、田中らは大きなラムザーウェル効果をもつ弱電離非マックスウェルプラズマは、電子サイクロトロン周波数で吸収係数が負になる領域をもつ、と述べた。⁴⁾

電子の速度分布が反転した極端な場合として $f(v)$ を δ 関数とし、ラムザーウェル効果の大きいプラズマでの衝突周波数 ν を $\nu = \text{const} \times v^h$ と仮定して、衝突項をもつボルツマン方程式を解くことによって、 $h > 3$ であるとき、受信周波数 f は $f = f_c$ (f_c はサイクロトロン周波数) と $f \leq \nu$ で負吸収が起ることが示された。^{4,5)}

かくして、大きなラムザーウェル効果をもつプラズマで負吸収が起ることが、理論的に提唱される。一方実験的には、大きなラムザーウェル効果をもつ Xe,

* 応用物理学科

Kr, Ar プラズマで、サイクロトロン周波数の付近で黒体放射より非常に強いマイクロ波放射が観測され、これらは負吸収に基づく発振であると解釈された。⁶⁾これに続いて、サイクロトロン周波数の付近でマイクロ波の増幅が観測され、Xe プラズマの負吸収が認められた。⁷⁾ Xe, Kr, Ar プラズマのラジオ波の負吸収も、サイクロトロン放射によるサイクロトロン周波数付近と、制動放射による低周波領域で、発見された。⁸⁾一方、これらの Xe, Kr, Ar プラズマの負吸収が電子サイクロトロン高調波でも起こることが認められた。⁹⁾

ここでは、h が Xe よりもはるかに大きい水銀蒸気中の弱电離プラズマでも、電子サイクロトロン周波数 ($f = f_c$) の付近や低周波領域 ($f \leq \nu$) で、負吸収による異常サイクロトロン放射と異常制動放射が観測されることを報告する。実験装置と実験方法を2で述べ、3で実験結果と考察、4で結論を述べる。

2 実験装置ならびに方法

われわれはここで報告する実験において、二種類の放電管を用いてプラズマを発生した。まず第1の放電管(今後TUBE—Iと呼ぶ)では内径50mm,長さ205mmのパイレックス・ガラス管に、傍熱型の酸化被膜陰極(直径30mm),平面陽極(タングステン,直径30mm),円筒型探針(長さ1.0mm,直径0.5mm)が、陰極と探針,探針と陽極が各々20mmの間隔になるように配置されている。またもう一方の放電管(今後TUBE—IIと呼ぶ)では内径38mm,長さ400mmのパイレックス・ガラス管に、傍熱型の酸化被膜陰極(直径18mm),平面陽極(タングステン,直径30mm),円筒型探針(長さ

2.2mm,直径0.2mm)が、陰極と探針,探針と陽極が各々142mmと46mmの間隔になるように配置されている。また放電管の陰極側の端には水銀だめがある。管内の水銀ガスの圧力pを調節するために管全体を熱浴に入れ、熱浴の温度Tを8°Cから70°Cまで変化させることによりPを 2.5×10^{-4} Torrから 5×10^{-2} Torrまで変化させる。

測定装置の概略は図1に示されている。陽極、陰極間で直流放電を行ない、水銀ガスを電離してプラズマ状態を作る。プラズマに均一な磁場をかけるために、放電管はヘルムホルツコイルの中心軸に沿ってコイルの中央に置かれ、プラズマ領域の磁場の強度を0 Gaussから380 Gaussまで変化させる。放電電流 I_d を1.4mAから22mAまで変えて、その結果プラズマ密度 n を $5.4 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ から $4.0 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ まで変化させる。さらにプラズマ電子の速度分布をマックスウェル分布から移行させるため、矩形波発生装置からの低周波電圧を直流電圧に重ねて放電を変調させる。そのプラズマからの放電波形をスコープの上段で観測すると同時に、陽極より放射強度を電界強度測定装置で捕えスコープの下段で観測する。一方、X-YレコーダーのY軸に電界強度測定装置よりの放射強度を入れ、X軸にコイル電流すなわち磁場強度を入れて、磁場の変化に対するプラズマからの放射スペクトルを描く。

3 実験結果ならびに考察

3.1 異常サイクロトロン放射

TUBE—Iを使い、受信周波数 f を一定にしてコイル電流を変化させて、磁場の変化に対する放射スペクトルをX-Yレコーダー上で測定する(図2)。ここで横軸は規格化された量 f_c/f で示されている。放射スペクトル中に受信周波数 f が f_c に近いときすなわち $f_c/f = 1$ の付近に鋭いピークが現われている。この放射の強度は $2 \times 10^8 \text{watt}$ を越える。この値は、このときの電子の平均エネルギー0.4~1eVと同じエネルギーをもつ熱平衡プラズマ(電子温度 $T_e = 4 \times 10^3 \sim 1 \times 10^4 \text{K}$)からの黒体放射強度($\sim 10^{-12} \text{watt}$)を、はるかに越えている。また通常のサイクロトロン放射は黒体放射強度を越えることができないから、ここで観測された放射を異常サイクロトロン放射と呼ぶことにする。*

TUBE—Iを圧力 $p = 1.2 \times 10^{-8} \text{Torr}$ (温度 $T =$

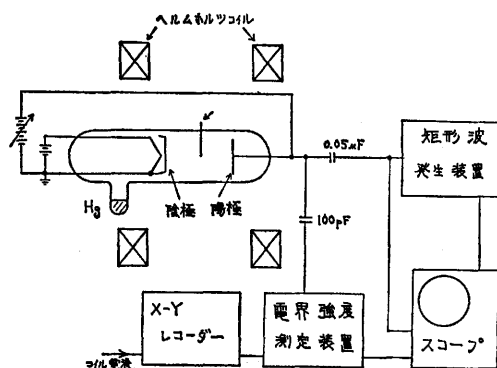


図1 測定装置ブロック図

*Xe, Kr, Ar プラズマ中からの負吸収に基づくサイクロトロン放射が異常サイクロトロン放射と名づけられた。

22°C), 放電電流 $I_d = 1.5\text{mA}$ (プラズマ密度 $n = 5.5 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$) にして, この異常放射スペクトルをいろいろな受信周波数 f で調べる。第2図より, 各々の受信周波数 f に対して放射スペクトルは $f = f_c$ の付

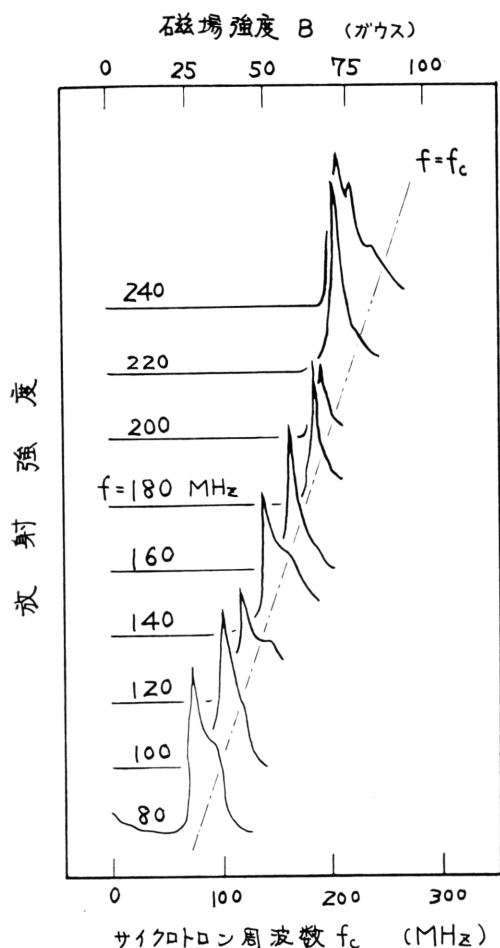


図2 外部磁場の関数としての放射スペクトル
 $I_d = 1.5\text{mA}$ ($n = 5.5 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$)
 $p = 1.2 \times 10^{-8} \text{Torr}$

近で鋭く現われているのがわかる。異常放射が現われている磁場の強度 f_c を f に対してプロットすると図3のようになり $f = f_c$ 上にピークが現われているのがわかる。

この $f = f_c$ の付近の異常放射をスコープで見ると写真1で示すように, 直流放電を変調させた低周波振動の一定位相 ϕ で, パルスのように振動している。そしてプラズマからの放射強度は前に述べたように熱平衡プラズマからの黒体放射の強度に比較して非常に大きい。

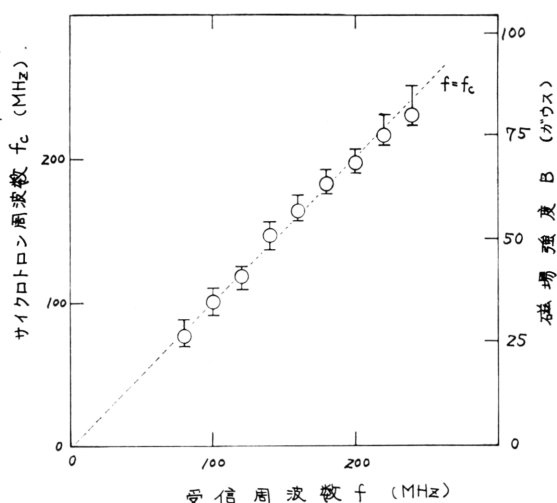


図3 受信周波数の関数としての磁場強度
 $I_d = 1.5\text{mA}$ ($n = 5.5 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$),
 $p = 1.2 \times 10^{-8} \text{Torr}$

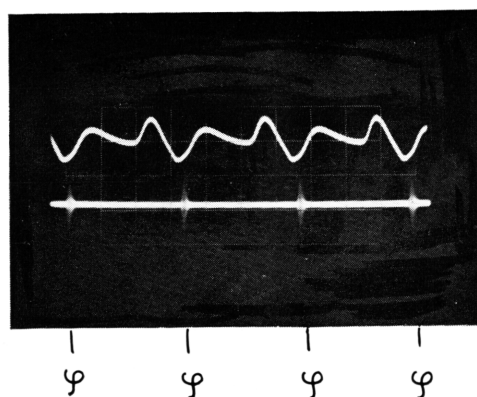


写真1 異常サイクロトロン放射
 $f = 150\text{MHz}$, $f_c = 170\text{MHz}$, $I_d = 3.0\text{mA}$
 掃引: 0.1msec/div , 上段: 10v/div .
 放電維持電圧: 30V , $p = 1.2 \times 10^{-8} \text{Torr}$

3・2 サイクロトロン周波数からのずれ

次に受信周波数を 180MHz とし, 放電電流をバレーメータとして, 磁場の関数としての放射スペクトルを図4に示す。スペクトルのピークの位置が放電電流すなわちプラズマ密度の増加にともなって磁場の弱い方へ移行して行く。このピークの移行を I_d の関数として図5にプロットする。一方磁場の不均一はプラズマ領域全体にわたって 0.7% 以下でピークの移行 $\Delta f_c/f$

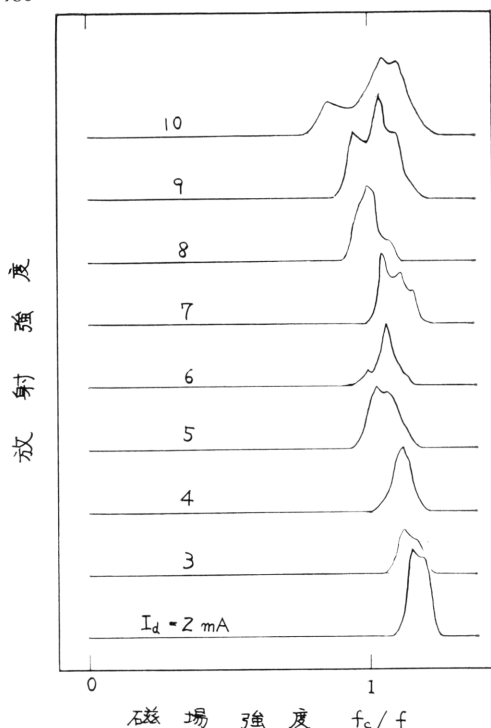


図4 I_d をパラメータとした磁場の関数放射スペクトル $f = 80\text{MHz}$, $p = 2.3 \times 10^{-3}\text{Torr}$

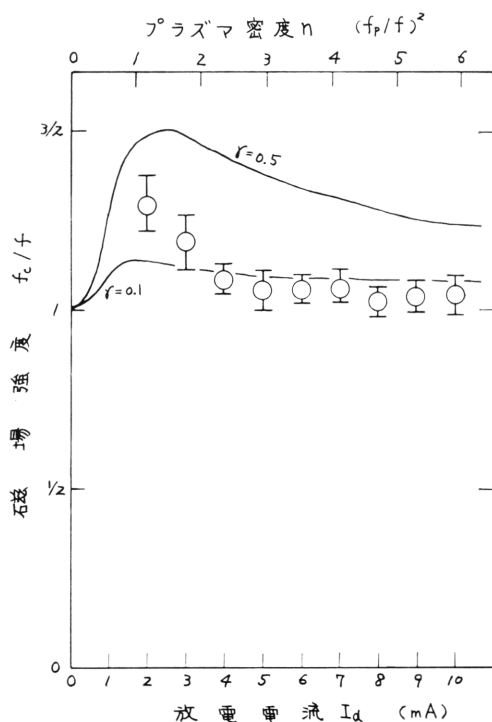


図5 分散関係の理論曲線と実験値との比較
実線=理論曲線: $h = 5$, $r = \nu/\omega_c$
丸点=実験値: $f = 180\text{MHz}$,
 $p = 2.3 \times 10^{-3}\text{Torr}$

は20%に達するので、この移行は磁場の不均一によるものではない。しかし、プラズマ密度の増加にともなうこの傾向は、電子の集団効果を考慮してサイクロトロン周波数付近での異常波に対する分散関係で説明されと思われる。すなわち衝突の項を含むボルツマン方程式において、プラズマの電子速度分布関数を δ 関数とし、衝突周波数 $\nu(\nu) = \text{const.} \times \nu^h$ と仮定するとサイクロトロン周波数 $f = f_c$ での異常波に対する分散関係は、^{9,10)}

$$\omega (\omega - \omega_c + i\nu_0)^2 = \frac{1}{2} \omega_p^2 (\omega - \omega_c + \frac{3-h}{3} \nu_0)$$

となる。ここで $\omega_p (= 2\pi f_p)$ はプラズマ振動数、 $\omega_c = 2\pi f_c$, $\omega = 2\pi f$, $\nu_0 = \nu(\nu_0)$ である。そして h が3より大きいとき、サイクロトロン周波数で不安定性が起る。この分散関係を図5の実線で示す。この理論の傾向と丸点の実験結果は定性的に一致している。

3・3 異常制動放射

TUBE-Ⅱ を使い、水銀のガス圧力 p を $2.5 \times 10^{-4}\text{Torr}$ から $5 \times 10^{-2}\text{Torr}$ まで (温度 T を 8°C から 70°C) まで変化させ、放電電流を 1.7mA から 20mA まで (プラズマ密度 n を $4 \times 10^8\text{cm}^{-3}$ から $4 \times 10^9\text{cm}^{-3}$ まで) 変化させて、磁場のない状態でどんな放射があるか調べると、電界強度測定装置の低周波領域 25MHz から 260MHz までに前述と同様の放射が現われた。

この放射は放射の強度が熱平衡プラズマからの黒体放射強度をはるかに越えていること、写真-2でわかるように上段の放電波形のある一定位相 ϕ でパルス的に振動していること、から $f \leq \nu$ で起る負吸収に基づく異常制動放射であると思われる。なおわれわれの実

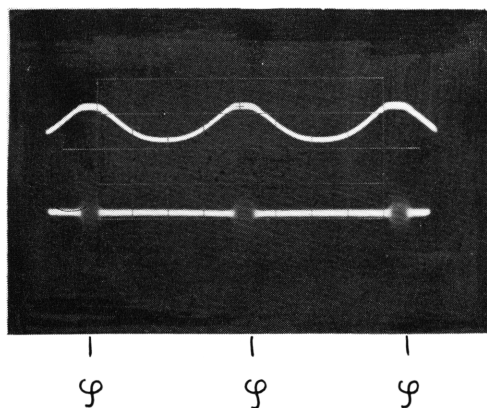


写真2 異常制動放射

$f = 58.5\text{MHz}$, $f_c = 0$, $I_d = 2.6\text{mA}$

掃引: 2msec/div. , 上段: 2v/div.

放電維持電圧: 25v , $p = 6.5 \times 10^{-3}\text{Torr}$

験では水銀のガス圧力が $2.5 \times 10^{-4} \text{Torr}$ 以下と $5 \times 10^{-2} \text{Torr}$ 以上では、この放射は観測されなかった。

4 結 論

3で述べた結果は次のように要約される。

(1) 負吸収に基づく放射が電子サイクロトロン周波数 ($f = f_e$) の付近で、Xe, Kr, Ar プラズマのみでなく、これらより大きいラムザーウェル効果をもつ Hg プラズマでも観測された。

(2) 放射スペクトルのピーク周波数が放電電流の増加と共に弱磁場の方へ移行する。この現象は電子の集団効果による分散関係と解される。

(3) 負吸収に基づく異常制動放射が低周波領域 ($f \lesssim \nu$) で Xe, Kr, Ar プラズマのみでなく、Hg プラズマでも観測された。

今後は、この水銀ガスの弱電離プラズマの負吸収現象を確定するため、グリッド入りに放電管を用いグリッドより信号を入れ、陽極より検出し、その信号が Hg プラズマを通ることによって増幅されることを観測する予定である。

おわりに、実験に協力していただいた応用物理学科学生、斉藤哲男、河里良幸、湯本時男君に、技術面で

協力いただいた中谷勝治氏に、実験装置の製作に協力していただいた京都大学理学部の春日功氏に感謝する。

文 献

- 1) R. Q. Twiss; Australian J. Phys. 11 (1958) 564
- 2) G. Bekefi, J. L. Hirshfield and S. C. Brown; Phys. Fluids 4 (1961) 173
- 3) G. Bekefi, J. L. Hirshfield and S. C. Brown; Phys. Review 122 (1961) 1037
- 4) S. Tanaka and K. Mitani; J. Phys. Soc. Japan 19 (1964) 1376
- 5) N. Shimomura, K. Mitani and S. Tanaka; J. Phys. Soc. Japan 21 (1966) 1372
- 6) S. Tanaka, Y. Terumichi, K. Mitani and H. Kubo; J. Phys. Soc. Japan 18 (1963) 1810
- 7) T. Idehara, Y. Terumichi, I. Takahashi, H. Kubo and K. Mitani; J. Phys. Soc. Japan 20 (1965) 1705
- 8) S. Tanaka and K. Takayama; J. Phys. Soc. Japan 22 (1967) 310
- 9) T. Idehara, K. Nakaya and Y. Ishida; 福井大工報 17 (1969) 210
- 10) T. Idehara and R. Sugaya; J. Phys. Soc. Japan 23 (1967) 1122

(昭和46年4月15日受理)